

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ

В.И. Терехов, В.В. Терехов, Н.Е. Шишкин

Институт теплофизики им.С.С. Кутателадзе СОРАН,Новосибирск, Россия

I. ВВЕДЕНИЕ. К настоящему времени накоплена обширная информация о теплопереносе при испарении чистых жидкостей с плоских поверхностей [1-3], а также сфер (капель) [4-6]. Однако для этих достаточно простых условий отсутствует единая точка зрения на механизм взаимосвязанного процесса тепломассопереноса при наличии конвективного и кондуктивного потоков тепла, а также фазового перехода. Несмотря на то, что задача об испарении капель чистых жидкостей является классической и ей посвящено большое число монографий и обзоров [7-10] эта проблема далека еще от завершения. В то же время многочисленные приложения требуют более полного учета всех термогазодинамических факторов, сопровождающих процесс нагрева и испарения капель. Отметим основные особенности этого процесса.

Нагрев (охлаждение) капель и их испарение являются, как правило, нестационарным. Простые оценки критерия Био при стоксовом режиме ($Nu = 2$) показывают, что $Bi = 2 \lambda_g / \lambda_{жс}$ и его значение не зависит от диаметра капель. Для испарения воды в воздух атмосферного давления величина $Bi \approx 0.1$ и пренебречь нестационарным теплообменом внутри частицы нельзя. Для жидкостей с малой теплопроводностью (спирты, некоторые топлива) число Био возрастает, что приводит к росту вклада кондуктивного переноса тепла внутри капли в общий тепловой баланс. Увеличивается критерий Био и с ростом числа Рейнольдса. Для частицы это увеличение может быть весьма значительным, что также свидетельствует о необходимости решения сопряженной задачи конвективно-кондуктивного теплопереноса.

За счет испарения размер капли уменьшается во времени, что также осложняет возможность решения задачи в аналитическом виде. Кроме того, при интенсивном испарении необходимо учитывать влияние вдува продуктов испарения на законы трения и тепломассообмена на поверхности капель. Учет вдува требует привлечения дополнительных гипотез или эмпирических корреляций.

Недостаточно полно изученным является воздействие циркуляции жидкости внутри капли. Так по данным [10-12] влияние циркуляционного движения внутри капли особенно для многокомпонентных жидкостей может быть определяющим.

В литературе весьма интенсивно обсуждается важный вопрос о подобии процессов тепломассообмена на поверхностях с фазовыми переходами [13-15]. Существует большое число подходов, основной целью которых является разработка простых методов расчета скорости испарения жидкости и, которые являются составной частью более сложного процесса горения капель многокомпонентных топлив [8, 16, 17].

Целью данной работы является проведение сопоставительного анализа имеющихся моделей испарения капель, а также их сравнение с экспериментальными данными для испарения различных чистых жидкостей. Полученные данные более детально по сравнению с [10, 18] и рядом других исследований позволяют проанализировать влияние широкого спектра термогазодинамических параметров на тепломассоперенос от испаряющихся капель.

II. МОДЕЛИ РАСЧЕТА ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ

Первая и наиболее простая модель испарения была предложена Максвеллом [19]. Предполагая, что процесс испарения лимитируется диффузией пара, выражение для потока пара имеет вид

$$j = 4\pi R^2 D_V \frac{d\rho}{dR}. \quad (1)$$

Интегрируя (1) от $R = R_0$ до $R \rightarrow \infty$, получим

$$j_W = 4\pi R_0 D_V (\rho_{VS} - \rho_{V0}), \quad (2)$$

где j_W - поток пара с поверхности капли, D_V , ρ_{VS} и ρ_{V0} - его коэффициент диффузии и плотность на поверхности и в окружающем газе.

С учетом стефановского потока массы уравнение (2) преобразуется к виду

$$j_W = 4\pi R_0 D_V \rho_0 (1 + b_{1d}) \quad (3)$$

где $b_{1d} = \frac{(k_{VS} - k_{V0})}{(1 - k_{VS})}$ - диффузионный параметр проницаемости (число Сполдинга).

Модель Сполдинга [20] основана на тех же положениях, что и (1). Решение уравнения диффузии дает следующую зависимость изменение диаметра капли по времени

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 - \frac{8D_V \rho_0}{d_0^2 \rho_{жс}} \ln(1 + b_{1d}) \cdot t. \quad (4)$$

Из соотношения (4) можно получить формулу для времени полного испарения капли

$$t^* = \frac{d_0^2 \rho_{жс}}{8D_V \rho_0 \ln(1 + b_{1d})}. \quad (5)$$

Соотношение (4) получило название «закона d^2 », и оно широко используется для расчетных оценок. Однако соотношение (4) и (5) дают только функциональную зависимость изменения диаметра частицы по времени. При выводе (4) не использовалось никаких условий для теплообмена как на поверхности капли, так и внутри ее, поэтому для его решения необходимо условие, связывающее парциальное давление пара и температуры на испаряющейся поверхности (кривая насыщения), а также тепловые граничные условия.

Пренебрегая радиационным переносом, баланс тепловых потоков на испаряющейся поверхности запишется в виде

$$\left(-\lambda \frac{\partial T_{ж}}{\partial r}\right) = \alpha(T_0 - T_{ж}) - j_W L. \quad (6)$$

При бесконечной теплопроводности жидкости уравнение (6) упрощается и описывает соотношение потоков тепла при адиабатическом испарении

$$j_w L = \alpha(T_0 - T_{ж}), \quad (7)$$

когда подводимая конвекцией теплота полностью расходуется на испарение.

В настоящее время существует большое число корреляционных соотношений для коэффициентов тепло- и массообмена на испаряющейся поверхности капли жидкости. Большое распространение получили соотношения Рэнца-Маршалла [5]

$$\begin{aligned} Nu &= 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \\ Sh &= 2 + 0.6 Re^{1/2} Sc^{1/3} \end{aligned} \quad (8)$$

Эксперименты [6] уточняют формулы (8) для случая интенсивного вдува

$$Nu = \frac{2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3}}{1 + b_{1T}}, \quad (9)$$

где

$$b_{1T} = \frac{(h_0 - h_s)/L}{Ku} = 1/Ku \quad (10)$$

Тепловой параметр проницаемости b_{1T} есть обратная величина числа Кутателадзе. Более подробную информацию по законам теплообмена для испаряющихся капель можно найти в обзорах [8-10].

При $Re \rightarrow 0$, коэффициенты тепло- и массообмена принимает вид $Nu = Sc = 2$, а из уравнения (7) можно найти изменение диаметра капли при адиабатическом испарении

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 - \frac{8D_V(T_0 - T_S)}{d_0^2 \rho_{жс} L} \cdot t \quad (11)$$

Как видно уравнение (11) соответствует «закону d^2 », а в критериальном виде оно принимает простой вид

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 - 8 \frac{Fo \rho_0}{Ku \rho_{жс}} \quad (12)$$

где $Fo = t \cdot a / d_0^2$ - число Фурье. Предельное число Фурье, при котором частица полностью испарится, равно

$$Fo^* = \frac{Ku \rho_{жс}}{8 \rho_0}, \quad (13)$$

а поперечный поток пара на поверхности

$$j_w = \frac{2\lambda_0(T_0 - T_S)}{d_0 L \sqrt{1 - \frac{8D_V(T_0 - T_S)}{d_0^2 \rho_{жс} L} t}} \quad (14)$$

возрастает пропорционально $t^{1/2}$.

При увеличении числа Рейнольдса ($Re_d \gg 1$) определяющую роль в корреляции (8) начинает играть второе слагаемое и число Нуссельта в этом предельном случае можно записать как

$$Nu = A Re^{1/2} Pr^n \quad (14)$$

В итоге, вместо квадратичного закона (12) при $Re \gg 1$ изменение диаметра капли по времени подчиняется «закону $3/2$ »

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{3/2} = 1 - \frac{3A Re_0^{1/2} Fo}{Ku} \frac{\rho_0}{\rho_{жс}} \quad (15)$$

При промежуточных значениях числа Рейнольдса изменение диаметра капли происходит по более сложной зависимости.

Для замыкания системы уравнений теплопереноса используется соотношение подобия процессов тепло- и массообмена, которое в конечном виде можно записать [14, 21] в виде:

$$\frac{c_{p0}(T_0 - T_S)}{L} = \frac{(k_{VS} - k_{V0})}{(1 - k_{VS})} Le^n. \quad (16)$$

По оценкам, сделанным во введении, в большинстве практических случаев при испарении капли существенную роль может играть кондуктивная составляющая теплового потока, расходуемая на нагрев или охлаждение до температуры адиабатического испарения. В этом случае решение задачи состояло в использовании нестационарного уравнения теплопроводности в сферических координатах

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

с краевыми $r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0$ и $r = R(t), T_S = f(k_S)$, и начальными $t = 0, T = T_0$ условиями.

Система полученных уравнений решалась по неявной схеме метода конечных разностей. Теплофизические свойства веществ определялись в зависимости от температуры.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ.

Расчеты проводились для испарения капель различных жидкостей – воды, этанола, метанола и ацетона. Основная серия расчетов была проведена для испарения воды в сухой воздух с температурой $T_0 = 80^\circ C$ в стоксовом режиме ($Nu = 2$) и при обтекании капли воздухом со скоростью $V = 1 м/с$. Начальная температура капель составляла $0^\circ C, 10^\circ C, 25.5^\circ C$. Последняя температура соответствовала температуре адиабатического испарения, тем самым имитировался случай бесконечно большой теплопроводности жидкости. Начальный диаметр капли составлял 1, 2 и 4 мм. Основной целью расчета было проведение анализа влияния недогрева жидкости (нестационарной теплопроводности) на характер изменения диаметра капель и величину поперечного потока вещества.

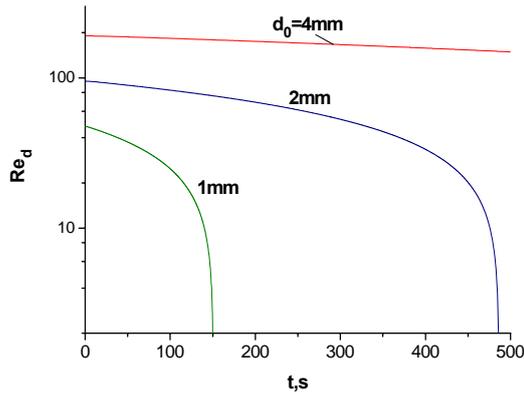


Рис. 1. Изменение числа Рейнольдса капли воды по времени. $t_0 = 25,5^\circ\text{C}$, $V = 1\text{м/с}$

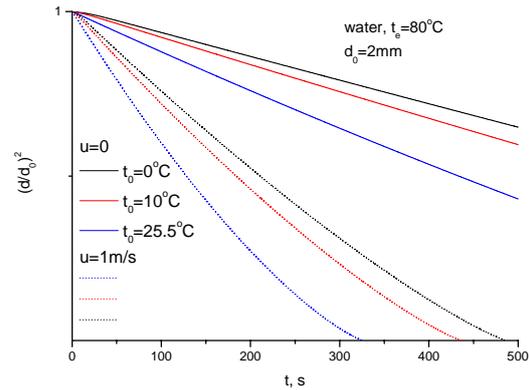


Рис. 2. Испарение капли воды в стоксовом (сплошные линии) и конвективном (пунктир) режимах.

Диапазон изменения числа Рейнольдса для капель различных размеров демонстрируется на рис. 1. С течением времени число Re_d снижается, поэтому по мере испарения капли следует ожидать изменения законов теплообмена и перехода от закона «3/2» к квадратичному.

Отличие в скорости испарения капель для стоксова режима (сплошные линии) от конвективного (пунктир) показано на рис. 2. Кроме начального участка все линии для $Nu = 2$ линейно изменяются по времени. При конвективном режиме скорости испарения существенно возрастают, а изменение диаметра носит нелинейный характер.

Более подробная картина соответствия расчетных данных для $Nu = 2$ закону d^2 представлена на рис. 3. Эти данные необходимо сопоставить с рис. 4, на котором даны изменения температуры по времени на оси капли для режима $Nu = 2$ (сплошные линии) и $V = 1\text{м/с}$ (пунктир). Естественно, что более быстрый прогрев имеет место при обдуве капель, но время прогрева частиц сильно зависит от их размера и изменяется в пределах от нескольких до сотен секунд.

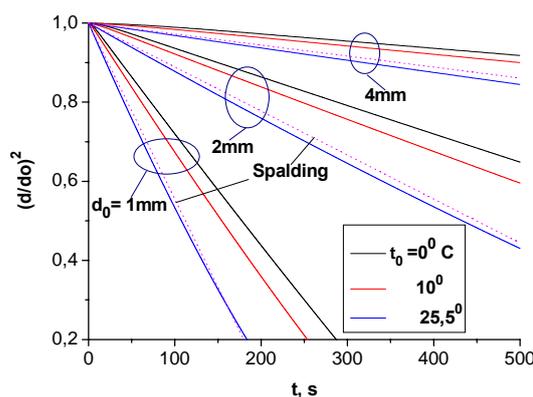


Рис.3. Закон d^2 для испарения капель при $Re \rightarrow 0$.

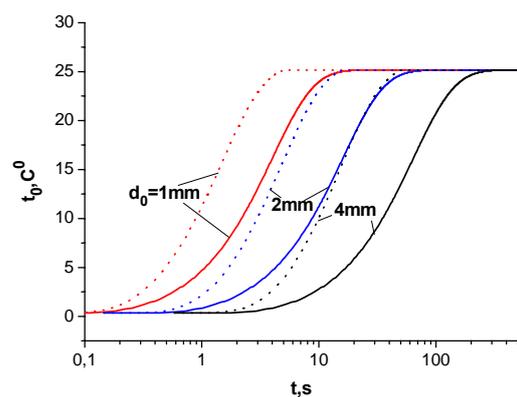


Рис.4. Диаграмма прогрева капель воды при различных условиях. Пунктир- $Nu=2$, сплошные - $V_0=1\text{м/с}$.

Возвращаясь к рис. 3, отметим, что нелинейность в поведении расчетных линий проявляется не сильно. В то же время отличие в скоростях испарения при различных начальных температурах оказывается существенным (особенно для малых капель). Это является прямым свидетельством значительного влияния нестационарного прогрева капель на процесс переноса при испарении.

Особенно наглядно необходимость учёта фазы нестационарного нагрева капле видна на рис. 5, где показано изменение скорости поперечного потока пара на испаряющейся поверхности по времени для капель различного начального размера и их начальных температур. Капли малых размеров обладают более мощным поперечным потоком испаряющего вещества и малым периодом нестационарного прогрева. Расчеты по квадратичной модели Сполдинга (4), нанесенные на рис. 5, как и следовало ожидать, совпадают с результатами расчета для условий адиабатического испарения. Важно, что рис. 3 и 5 говорят о необходимости учета периода прогрева капли, несмотря на небольшие отличия в ее начальной температуре.

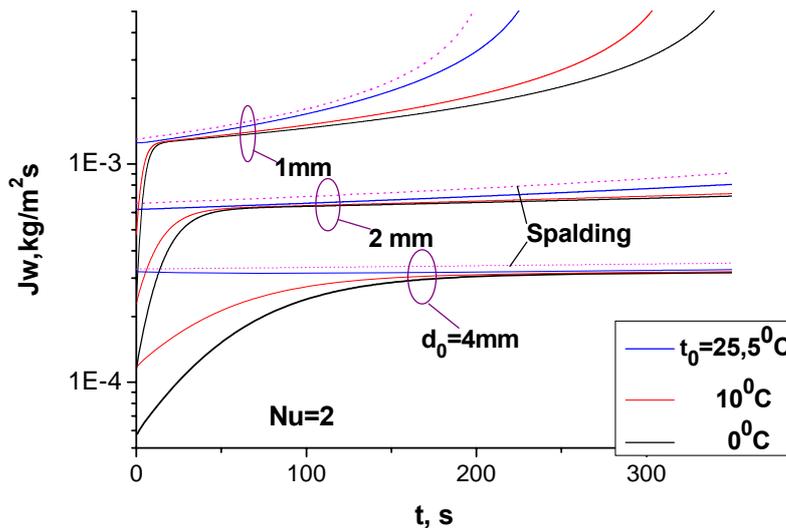


Рис. 5. Поперечный поток пара при различных начальных температурах капли.

Похожие тенденции имеет процесс испарения при наличии вынужденного обтекания. Эти данные представлены на рис. 6 и 7. В отличие от предыдущих данных, закон изменения диаметра подчиняется зависимости $\left(\frac{d}{d_0}\right)^{3/2}$. Как и ранее, нагрев капле до температуры адиабатического испарения сильно сказывается на размере капли не только в период нагрева, но и далее, после достижения адиабатических условий. Это объясняется тем, что капли больших размеров с недогревом достигает этих условий через большой промежуток времени, что влечет в дальнейшем к снижению скорости испарения. Из данных рис. 6 и 7 легко оценить возможное влияние внутренней циркуляции жидкости на интенсификацию теплопереноса. Капля с начальной температурой $T_0 = T_{ad}$ соответствует режиму максимального перемешивания. Для крупных капель, как это ни парадоксально, внутренняя циркуляция может оказать существенно меньшее влияние, чем для мелких.

Естественно, что циркуляция жидкости может сказываться только во время прогрева капле. На тепловом стационарном режиме, когда градиент температуры по радиусу капли отсутствует, перемешивание оказывать влияние на режим испарения капле не будет.

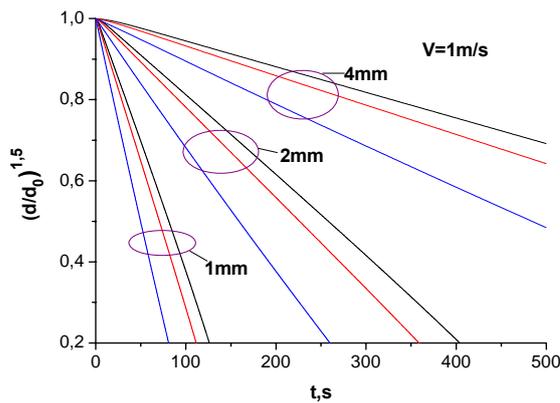


Рис. 6. Закон испарения $\left(\frac{d}{d_0}\right)^{3/2}$ при конвективном обтекании каплей. Синие линии – $T_0 = 25.5^\circ C$, красные – $10^\circ C$, черные – $0^\circ C$.

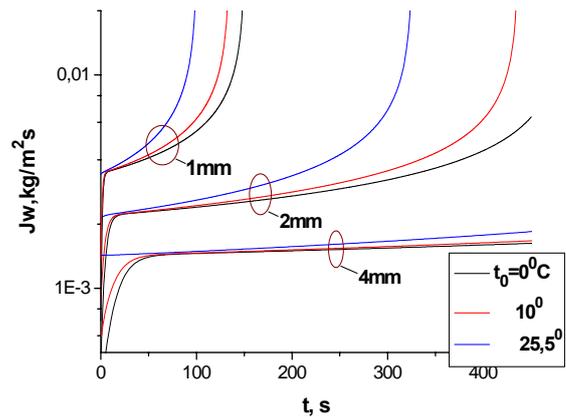


Рис. 7. Влияние начальной температуры на поперечный поток при $V = 1 м/с$.

IV. Экспериментальные исследования. Обсуждение результатов и сопоставление с расчетом.

Подробно опытная установка описана в работе [22]. Эксперименты были проведены на аэродинамическом стенде с нагревом воздуха до $300^\circ C$ и практически нулевой влажностью ($\varphi < 3\%$). На выходе канала диаметром 52мм располагалась исследуемая капля жидкости диаметром ~ 2 мм, подвешенная на металлическом кольце, выполненном из термопарного провода диаметром $d = 0.1$ мм, так, чтобы спай термопар располагался в центре капли. Аэродинамический канал располагался вертикально и поток воздуха направлялся снизу вверх так, чтобы эффекты левитации поддерживали каплю. Скорость воздуха изменялась в пределах $V = 0 \div 6 м/с$, а начальный диаметр капли не превышал 3мм. Максимальное число Рейнольдса в опытах составляло $Re_d = 1.2 \cdot 10^3$. Опыты, как правило, продолжались до размера капли, составляющего $0.3 \div 0.5$ от начального.

Измерение линейного масштаба капли и температуры ее поверхности производилось инфракрасной камерой THERMOTRACER TH7102IR с микрообъективами.

Термографическая микросъемка регистрировала изменение внешней формы капли, как это показано на рис. 8. Эти данные обрабатывались по специальным программам на компьютере, в результате чего можно было определить изменение по времени объема капли, площади ее поверхности и эффективного диаметра. Погрешность изменения линейного размера капли не превышала 0.1мм, а температуры 0.2 градуса. Для чистых жидкостей данная методика позволяла определить величину массового потока пара на поверхности капли.

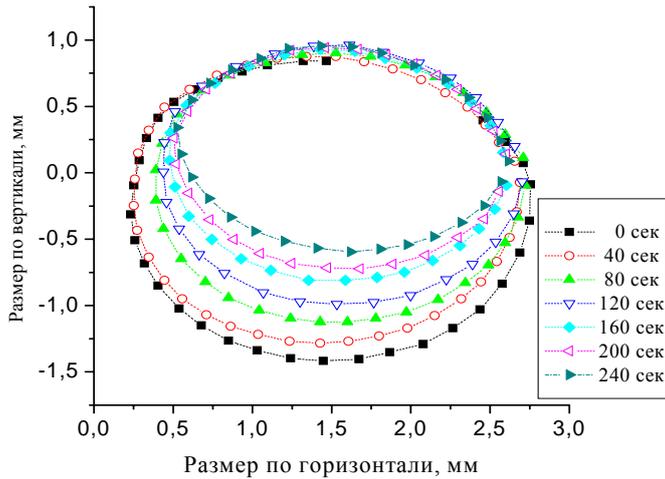


Рис. 8. Изменение формы испаряющейся капли по времени.

Как видно из рис. 8, капля в течение длительного периода эксперимента сохраняла свою сферичность, а затем по мере уменьшения ее массы за счет сил поверхностного натяжения принимала форму эллипсоида. Подобные конфигурации далее в опытах из обработки исключались.

Эксперименты по испарению каплей производились для широкого спектра чистых жидкостей – вода, этанол, метанол, ацетон. При этом варьировалась температура основного потока $T_0 = 20 \div 80^\circ C$. На рис. 9 показано изменение эффективного диаметра каплей различных жидкостей по времени. Как и следовало ожидать, медленнее всего испаряются капли воды, быстрее – ацетона. Скорости испарения каплей метанола и этанола близки между собой и лежат между водой и ацетоном. Расчетные линии на рис.9 в целом правильно описывают эксперимент, особенно для водяных каплей. Для остальных каплей совпадение несколько хуже, что говорит о необходимости совершенствования, как экспериментальных исследований, так и теории.

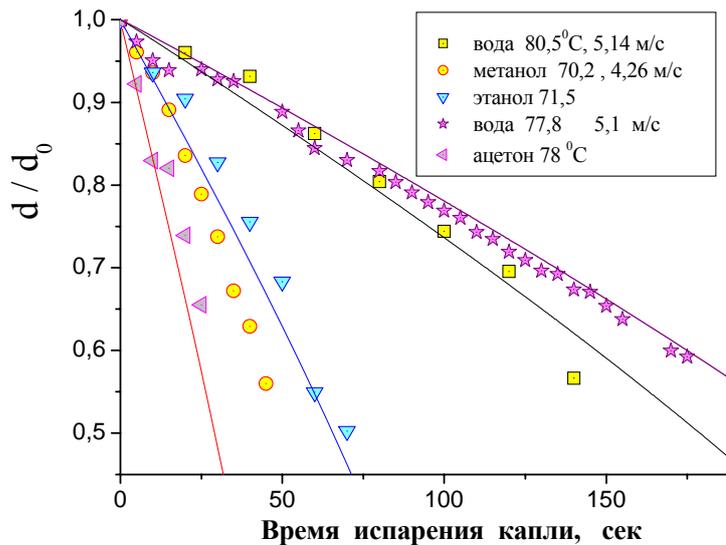


Рис. 9. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по изменению диаметра капли по времени.

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по изменению интенсивности поперечного потока по времени для капель различных жидкостей приведены на рис. 10. Для капель воды величина $j_w/\rho_0 V_0$ сохраняется практически постоянной в течение длительного времени. В то же время для этанола и, особенно, для метанола поток испаряющейся массы в несколько раз выше, чем у воды и со временем он заметно возрастает. Эту же тенденцию имеют и расчетных данные, которые качественно верно описывают эксперимент.

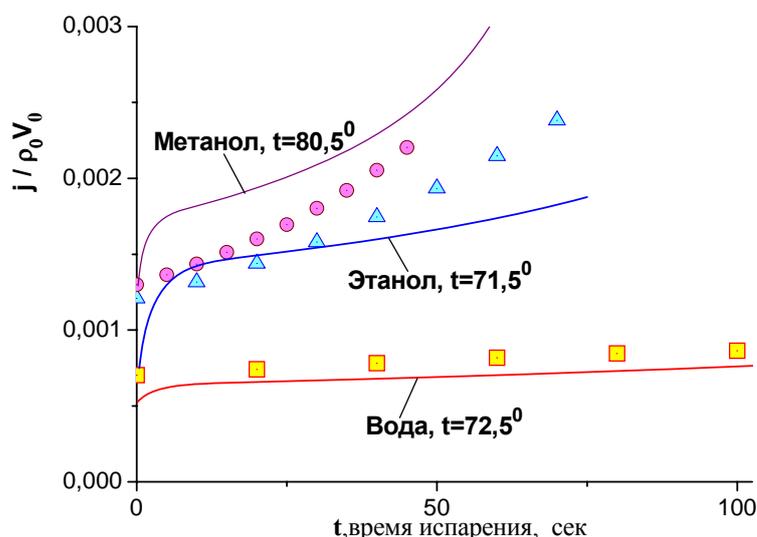


Рис. 10. Изменение поперечного потока пара на поверхности капель различных жидкостей. Точки – эксперимент, линии – расчет.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №06-08-39002-ГФЕН).

Литература

- [1]. Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И. Конвективный теплообмен при испарении жидкости в газовый поток // Известия СО РАН СССР. 1985. Вып.3. №16. С. 13-22.
- [2]. Кумада Т., Хирота Т., Тамура Н., Исигуро Р. Тепло- и массообмен при испарении жидкости в турбулентный поток воздуха // Теплопередача. 1986. Т.108. №1. С. 1-6.
- [3]. Лыков А.В. Тепло- массообмен в процессах испарения // Инженерно-физический журнал. 1962. т. 5. № 11, С. 12-24.
- [4]. Ренксизбулут М., Юань М.С. Экспериментальное исследование испарения капли в высокотемпературном воздушном потоке // Теплопередача. 1983. Т.105. №2. С. 149 – 159.
- [5]. Ranz W.E., Marshall W.R. // Chem. Eng. Prog. 1952.V. 48. P. 141-146 and 173-180.
- [6]. Yuen M.C., Chen L.W. Heat transfer measurement of evaporation liquid droplets // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1978. V.21. N.9. P. 537-542.
- [7]. Fritsching U., Spray simulation, Cambridge, Cambridge University Press, 2004.
- [8]. Sirignano W.A. Fuel droplet vaporization and spray combustion theory // Prog. Energy Combustion Science. 1983. V.9. P. 291-322.
- [9]. Law C.K. Recent advances in droplet vaporization and combustion // Prog. Energy Combustion Science. 1982. V.8. P. 169-199.
- [10]. Sazhin S.S., Advanced models of fuel droplet heating and evaporation// Prog. Energy

Combustion Science. 2006. V.32. P. 162-214.

[11]. Prakash S., Sirigano W.A., Theory of convective droplet vaporization with unsteady heat transfer in the circulating liquid phase// Int. J. Heat. Mass. Trans, 1980, v. 23, pp. 253-268.

[12]. Tong A.Y., Sirigano W.A., Multicomponent transient droplet vaporization with internal circulation: integral equation formulation and approximate solution// Num. Heat. Trans., 1986, v. 10, pp. 253-278.

[13]. Волчков Э.П., Лукашов В.В., Терехов В.В. О подобии процессов тепло- и массопереноса в пограничном слое с инородным вдувом // Тр XII Школы-семинара под рук. ак. А.И. Леонтьева. Изд-во МЭИ, 1999. С. 348-353.

[14]. Volchkov E.P., Terekhov V.V., Terekhov V.I., A numerical study of boundary layer heat and mass transfer in a forced convection of humid air with surface steam condensation// Int. J. Heat. Mass. Trans., 2004, v. 47, pp. 1473-1481.

[15]. Шпаковский Р.П., К определению температуры поверхности испарения// ИФЖ, 1995, т. 68, с. 693-696.

[16]. Lage P.L.C., Rangel R.H., Hackenberg C.M. Multicomponent heat and mass transfer for flow over a droplet // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1993. V. 34, No 14. P. 3573-3581.

[17]. Сметанюк В.А., Фролов С.М. Испарение и горение канала углеводородного топлива. III. Прогрев капли в газовом потоке с учетом внутренних движений жидкости // Химическая физика. 2004. Т.23. №7. С.40-48.

[18]. Аггарвол С.К., Тонг А.И., Сирияно В.А., Сравнение различных методов расчета испарения капель// Аэрокосмическая техника, 1985, т. 3, №7, с. 12-24.

[19]. Fuchs N.A., Evaporation and droplet growth in gaseous media, 1959, London, Pergamon Press.

[20]. Spalding D.B., Some fundamentals of combustion, 1955, London, Butterworth's.

[21]. Теория тепломассообмена / Исаев С.И., Кожинов И.А., Кофанов В.И. и др.; Под ред А.И. Леонтьева. М.: Высшая школа. 1979. 495 с.

[22]. Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Экспериментальное исследование температуры адиабатического испарения бинарных смесей жидкости // Труды IV национальной конференции по теплообмену. Москва, 2006, Изд-во МЭИ (ТУ), т.5, С.183-186.